



TITLE:

星間ガスの非平衡ダイナミクス(混合、化学反応、燃焼の流体力学)

AUTHOR(S):

長島, 雅裕; 小山, 洋; 犬塚, 修一郎

CITATION:

長島, 雅裕 ...[et al]. 星間ガスの非平衡ダイナミクス(混合、化学反応、燃焼の流体力学). 数理解析研究所講究録 2006, 1496: 71-77

ISSUE DATE:

2006-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/58340>

RIGHT:

星間ガスの非平衡ダイナミクス

長島雅裕¹, 小山洋², 犬塚修一郎¹

¹ 京都大学大学院理学研究科、² 神戸大学理学部自然科学研究科
Masahiro Nagashima,¹ Hiroshi Koyama,² and Shu-ichiro Inutsuka¹

¹Department of Physics, Kyoto University,

²Department of Earth and Space Science, Kobe University

1 はじめに

銀河内の星間空間にはガスが存在している。ガスの質量は星の1/10ほどであるが、星形成の材料であり、またそれゆえ銀河の進化にとって大きな影響を与えるため、星間ガスを理解することは重要である。

我々の銀河系内のガスは幾つかの特徴的な相を持つが、特に希薄なガスについては、熱的に安定な「冷たい相 (Cold Neutral Medium; CNM)」と「暖かい相 (Warm Neutral Medium)」に分離していると考えられている。これらはそれぞれ中性水素の個数密度 $n_{\text{CNM}} \simeq 10^{1-2} \text{ cm}^{-3}$, $n_{\text{WNM}} \simeq 10^{-(1-2)} \text{ cm}^{-3}$, 温度 $T_{\text{CNM}} \simeq 10^{1-2} \text{ K}$, $T_{\text{WNM}} \simeq 10^4 \text{ K}$ であり、圧力 $p/k_B \simeq 10^{3.5} \text{ K cm}^{-3}$ 程度で圧力平衡にある (Wolfire et al. 2003)。この安定相の物理状態は、ガスの加熱と冷却により決定される。外場からの輻射や宇宙線が、塵粒子や原子に当たり電子を放出させることでガスに熱を与え (加熱)、また原子同士が熱運動により衝突励起し、自発放射により輻射を外に出すことで運動エネルギーを減らし (冷却) ている。二相の境界面では、熱伝導により熱を流し、有限の厚みの界面を形成している。

最近のシミュレーションでは、このような二相に分離した系は、熱伝導により自発的に乱流を生成・維持することが確かめられている (Koyama & Inutsuka 2002 など)。しかし、どのようなメカニズムで乱流が維持されているのかは未だ明確にはなっていない。これを解明することは星間ガスの進化を理解する上でも重要である。

この系は、基本的に開放系の流体力学により定式化ができるが、双安定かつ熱拡散という特徴に着目すると、反応拡散系の一様とも捉えることができる。そこで、ここでは二相の界面のダイナミクスに注目する。詳細は、Nagashima, Koyama & Inutsuka (2005)、Nagashima, Inutsuka & Koyama (2006) を参照されたい。

2 一次元系の二相安定流体の界面ダイナミクス

基礎方程式を以下に示す:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot \rho e \mathbf{v} + p \nabla \cdot \mathbf{v} = -\rho \mathcal{L} + \nabla \cdot \kappa(T) \nabla T, \quad (3)$$

また状態方程式は理想気体 $p = \rho k_B T / \mu$ としてよい。ここで、 ρ, T, p, v は密度、温度、圧力、速度であり、 $\rho e = p / (\gamma - 1)$ 、 γ は比熱比、 $\kappa(T) = 2.5 \times 10^3 \sqrt{T} \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-1}$ は中性粒子の熱伝導係数である。 \mathcal{L} は heat-loss function と呼ばれ、冷却率-加熱率 $\rho \mathcal{L} \equiv n^2 \Lambda - n \Gamma$ である。

ここで特徴的な値を見ておく。音速 $C_S \simeq (T/10^2 \text{ K})^{1/2} \text{ km S}^{-1}$ 、冷却時間 $t_{\text{cool}} = (\gamma/(\gamma - 1)) n k_B T / n^2 \Lambda \sim 10^{4-5} \text{ yr}$ 、熱伝導と冷却率から作られる長さ (Field 長) $l_F = (\kappa T / n^2 \Lambda)^{1/2} \sim 10^{16-17} \text{ cm}$ となる。これより、冷却時間と Field 長から作られる速度は音速よりも遅いことが期待され、系の圧力はほぼ一定であると予想される。

いま 1 次元平行平板系を考え、 $x = -\infty$ で CNM 相 ($T = T_1$)、 $x = +\infty$ で WNM 相 ($T = T_3 > T_1$) にある状況を考える。この時の流体及び界面の運動を考えよう。図 1 に、 $n - p$ 平面での熱平衡曲線 ($\rho \mathcal{L} = 0$) を実線で示す。圧力の大きさにより、系は全体として冷却または加熱される。簡単のため、圧力は系全体で一定であり、時間変化もしないとする (isobaric 近似)。さらに定常を仮定すると、すると、エネルギー方程式は、

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho v \frac{\partial T}{\partial x} = -\rho \mathcal{L} + \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

となる。いま定常であるので、 $j \equiv \rho v$ は一定である。空間積分すると、 $j(T_3 - T_1) \sim -\int_{-\infty}^{+\infty} \rho \mathcal{L} dx \equiv -\dot{Q}_{\text{cool}}$ となる。ここで、 \dot{Q}_{cool} は系から逃げる熱量である。圧力が高い場合、 $\dot{Q}_{\text{cool}} > 0$ 、つまり系全体で冷却する場合は $j < 0$ となり、流体は CNM 側に向かって流れ込むことがわかる (condensation)。この時界面は右に動く。逆に圧力が低い場合は系全体で加熱され、 $j > 0$ となり、流体は WNM 相に移行する (evaporation)。界面は左に動く。系全体で加熱と冷却が釣り合う時、静的な界面が存在できる。この時の圧力を飽和圧 (saturation pressure) と呼ぶ。

以上より、1 次元系では圧力によって運動が決定されていることがわかる。

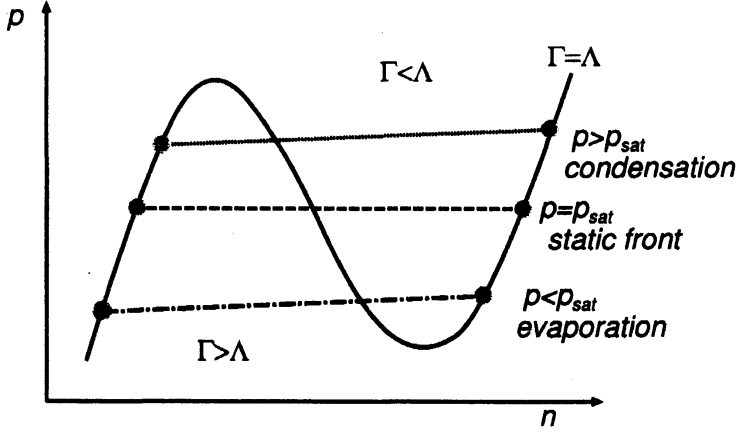


図 1: 熱平衡曲線。右に、1次元平行平板系の場合の圧力と運動の関係を示す。 Γ, Λ はそれぞれ加熱率、冷却率。

3 球対称系

次に球対称系に対する界面方程式を導く。半径 R の CNM 相の雲が WNM 相に囲まれているとする。球対称、isobaric 近似のもとでのエネルギー方程式は、

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k_B}{\mu} \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) T = -\rho \mathcal{L} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \quad (5)$$

と書ける。さらに、準定常を仮定し、 $\partial/\partial t \rightarrow -\dot{R}/\partial r$ と時間微分を空間微分に書換える。ここで \dot{R} は界面の移動速度である。界面静止系での流速を $u = v - \dot{R}$ とすると、

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k_B}{\mu} \rho u \frac{\partial T}{\partial r} = -\rho \mathcal{L} + \frac{\partial}{\partial r} \kappa \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2}{r} \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \quad (6)$$

となる。ここで、右辺第一項、第二項を見ると、これらは次元に依らず出現するので、界面の構造も次元にほぼ依らないと仮定し、左辺と同様の形に置き換える。ただし、速度 u は1次元に対する速度でなければならないので、これを u_1 としておく。こうすると、全項に温度の空間微分がつくが、界面でのみ微分がゼロでないとすると、物理量をすべて界面での値にし、

$$u_R = u_1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{2}{R} \kappa_R \frac{\mu}{k_B \rho_R} \quad (7)$$

を得る。ここで添字 R は界面での値を意味する。

次に界面の速度を求める。変換係数を $f \equiv -\dot{R}/u_R$ とおく。これは本来次元に依る量であるが、界面が薄い極限では $f \rightarrow \rho_R/\rho_{\text{CNM}}$ となる。また1次元系での界面の速度を (\dot{R} に対応するものとして) $c(p)$ とおく。これは圧力で決まるので、 p

の関数であることを明示しておいた。これらより、

$$\dot{R} = c(p) - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{2}{R} \kappa_R \frac{\mu}{k_B \rho_{\text{CNM}}} \quad (8)$$

を得る。

さらに、雲の蒸発率 \dot{M} を求める。 $\dot{M} \simeq 4\pi R^2 \rho_{\text{CNM}} \dot{R}$ であるが、界面方程式より圧力に依存する項 (第一項) と曲率 ($2/R$) に比例する項 (第二項) の和、 $\dot{M} \equiv \dot{M}_p + \dot{M}_c$ で書けることがわかる。ここでそれぞれの項は、

$$\dot{M}_p = -4\pi R^2 \rho_{\text{CNM}} c(p), \quad (9)$$

$$\dot{M}_c = 8\pi \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu}{k_B} R \kappa_R \quad (10)$$

となる。¹

図2に蒸発のタイムスケール、 $t_{\text{evap}} \equiv M/\dot{M}$ のサイズ (R) 依存性を示す。3種類の線は、圧力を変えた場合で、準定常を仮定した場合の数値計算、+印は動径方向についての非定常の数値シミュレーションの結果である。両者とも良く一致している。 R の小さいところでは、曲率項が効くため、ほぼ圧力に依らず、 $t_{\text{evap}} \propto R^2$ となっている。 $p = p_{\text{sat}}$ の場合は圧力項がゼロであるため、サイズに依らず R に比例しているが、圧力がズレると、大きい R に対しては圧力項が効き出し $t_{\text{evap}} \propto R$ となる。

なお、高圧の場合、サイズが大きくなるにつれて蒸発率はゼロに近付き、ある臨界半径 R_{crit} を超えると蒸発から凝集に転じる。これは $\dot{M} = 0$ となる半径に相当する。図3に臨界半径の圧力依存性を示す。圧力が高いほど臨界半径が小さく、凝集しやすいことを示している。なお破線より上は重力不安定になる領域であり、この系が重力的には安定であることを示している。

4 一般的な曲がった界面のダイナミクス

次に図4のような曲がった界面の発展について考えよう。界面に対し、normal vector \hat{g} を張る。温度勾配は界面に対して垂直であること、また平均曲率が $K = \nabla \cdot \hat{g}$ で与えられることに注意すると、各点での界面の運動は、界面方程式 (8) の $2/R$ を K で置き換えればよいことがわかる。 x 軸に沿った界面の速度を V と置くと、 V は

$$V = \cos \theta \left[c(p) - K \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu}{k_B} \frac{\kappa_R}{\rho_{\text{CNM}}} \right] \quad (11)$$

で与えられる。

¹なお、eq.(10) は、 κ_R の代わりに WNM の温度を使った熱伝導係数を入れると、McKee & Cowie (1977) により与えられた蒸発率になる。彼らは定常蒸発を仮定し、解析的に解けるようなモデルを導入して蒸発率を求めた。しかし、我々の方法により、彼らの蒸発率は圧力項を無視し、曲率項しか考慮していないことに対応していることを示している。

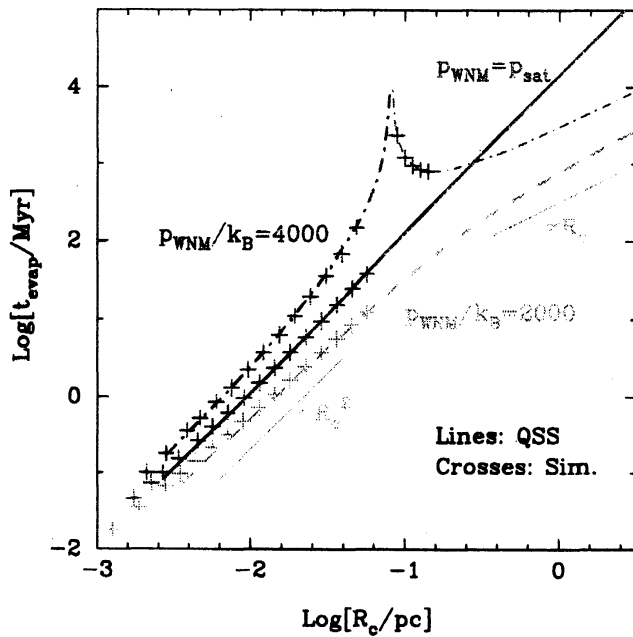


図 2: 蒸発のタイムスケール。実線、破線、一点鎖線はそれぞれ $p = p_{\text{sat}}, 2000k_B, 4000k_B$ の場合の準定常計算。+印は動径方向の非定常数値シミュレーションの結果である。 $p/k_B = 4000$ の場合、 $R \sim 0.1\text{pc}$ より大きい領域では、蒸発ではなく凝集になっていることに注意。線の右側の短い直線は、解析近似解から期待される半径依存性。

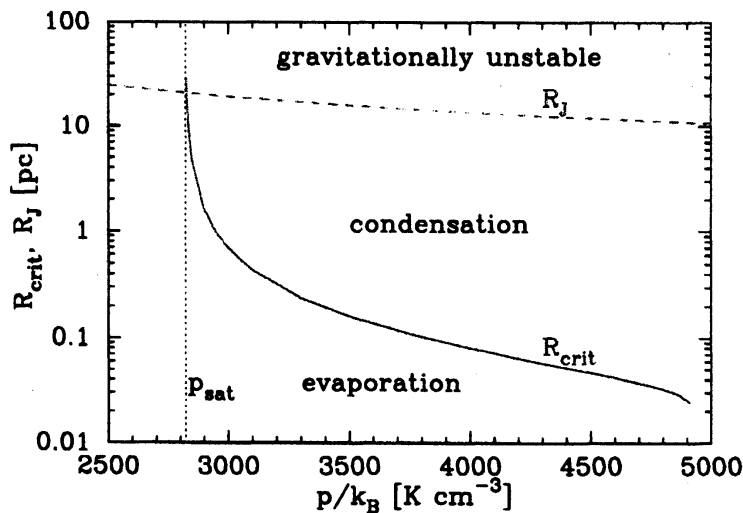


図 3: 臨界半径 R_{crit} 。縦の点線は飽和圧 $p = p_{\text{sat}}$ を示す。これより左側は常に蒸発。右側では、実線より上の領域では凝集、下は蒸発。10pc 程度を走る破線は重力不安定を示す (Jeans 長)。これより大きいと重力的に不安定になり、潰れる。

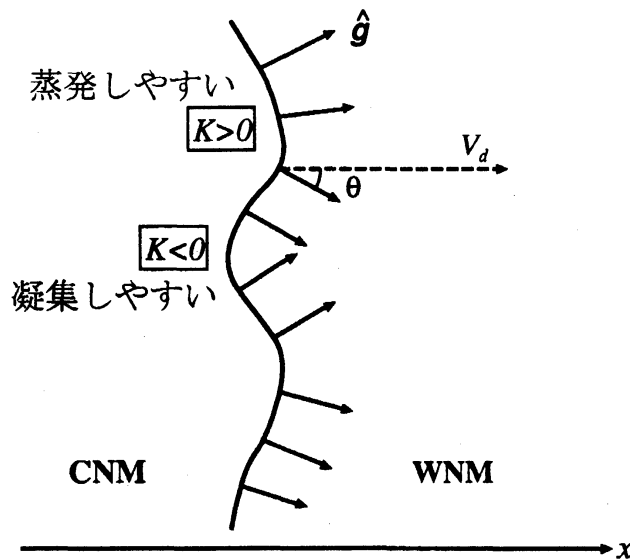


図 4: 曲がった界面のダイナミクス。左側に CNM, 右側に WNM。実線が界面。矢印は各点での normal vector \hat{g} を示す。

ここで $K > 0$ の領域は、 V に対して常に左向き速度を与え、 $K < 0$ の領域は右向き速度を与える。つまり、曲がった界面は、やがてまっすぐになることを示している。従って、界面は変形に対して (非摂動的に) 安定である、ということになる。

ただし、この結果は流速が常に界面に対し垂直方向である、という仮定をしている。より一般的な場合での線型摂動が Inoue & Inutsuka (2006) により調べられており、ある状況では蒸発の際には界面が不安定になり得るという結果が得られている。ちなみにこれは燃焼波面に対する Darrieus-Landau 不安定と良く似た不安定性である。

5 観測との比較

2005 年 5 月、Braun & Kanekar (2005) により、tiny HI clouds と呼ばれた微小な中性水素の塊が 21cm 線により発見され、直ちに Stanimirović & Heiles (2005) により Arecibo 300m 電波望遠鏡により確認された。中性水素の柱密度は $N_{\text{HI}} \simeq 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ であり、観測限界ぎりぎりの薄さである。天体までの距離に不定性があるが、100 pc にあるとすると、サイズはおおよそ 0.01 pc となる。

今回の結果から、0.01 pc の雲は、どのような圧力の場合でも、おおよそ 1Myr 程度で蒸発し消失することになる。このような微小な雲の形成メカニズムは無論まだわかっていないが、例えば特徴的な時間スケールとして銀河回転を考えると、これは 100Myr のオーダーである。もし、tiny HI clouds が普遍的に存在するなら

ば、銀河回転のようなグローバルなメカニズムではなく、継続的に短い時間スケールで雲を作り続けるなんらかのメカニズムが必要になる。さもないと、我々の ISM についての熱的性質についての知識が間違っており、圧力、加熱率がひと桁高く、0.01pc の雲でも condensation が起こせる状態になっているかもしれない。

統計が議論できる程度のサンプルが増えるまで待つしかないが、いずれにせよ、tiny HI clouds は ISM を探るプローブとして有効であると考えられる。

6 おわりに

現実的な希薄な星間ガスは、CNM と WNM という二相構造を取り、圧力平衡にありながら熱伝導で駆動され運動している。我々は二相の界面に注目し、パターン形成の方法論を用いて曲がった界面の運動について調べ、曲率の効果を考慮した解析的な近似解を求めた。そして、今回導出したような簡単な状況では、界面は変形に対し安定であり、真っ直になろうとすることを見出した。また球対称系の数値シミュレーションを行ない、近似解がよく数値解の振舞いを説明することを示した。

ごく最近、tiny HI clouds と呼ばれる 0.01pc 程度のサイズを持つ微小な中性水素雲が発見された。我々の解析は、このような系に直接適用可能なものであり、およそ 1Myr 程度で蒸発することを示した。今後の観測によりサンプルが増えれば、統計的な議論が可能になり、銀河ガスディスクについての知見が深まるであろうと期待される。

参考文献

- [1] Braun, R., & Kanekar, N. 2005, *A&Ap*, 436, L53
- [2] Inoue, T., & Inutsuka, S., in preparation
- [3] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, *ApJL*, 564, L97
- [4] McKee, C. F., & Cowie, L. L. 1977, *ApJ*, 215, 213
- [5] Nagashima, M., Koyama, H., & Inutsuka, S. 2005, *MNRAS*, 361, L25
- [6] Nagashima, M., Inutsuka, S., & Koyama, H. 2006, submitted (*astro-ph/0603259*)
- [7] Stanimirović, S., & Heiles, C. 2005, *ApJL*, 631, L371
- [8] Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2003, *ApJ*, 587, 278